

УДК 621.738.3

## СИЛЬНОТОЧНЫЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ КАК ГЕНЕРАТОР. СТАРТОВЫЕ УСЛОВИЯ

В. К. Гришин, Т. А. Новикова

(НИИЯФ)

Рассмотрены особенности работы сильноточного лазера-генератора на свободных электронах в режиме коллективного возбуждения электромагнитных волн. Оцениваются стартовые условия запуска устройства. Показывается возможность реализации коллективного генераторного режима в современных электронных ускорителях.

В работе авторов [1] показано, что сильноточный лазер на свободных электронах (ЛСЭ), в котором используются пучки электронов с малым эмиттансом, обеспечивает высокий коэффициент усиления электромагнитного сигнала, что позволяет расширить возможности по созданию источников когерентного коротковолнового излучения. В настоящей статье показано, как сильноточный режим проявляется в работе ЛСЭ-генератора и каковы стартовые условия генератора.

Рассмотрим традиционную схему генератора на заряженном пучке. Система, выстроенная вдоль оси  $z$ , имеет ондулятор с периодом  $\lambda_0$  и длиной  $L_{\text{und}}$ , который размещен между двумя электромагнитными зеркалами. Зеркала, расположенные на расстоянии  $L_m$  ( $L_m > L_{\text{und}}$ ), образуют открытый резонатор. В точке  $z'$  перед ондулятором с помощью дополнительных магнитов в систему непрерывно инжектируется моноэнергетический электронный пучок. Энергия электронов  $E = mc^2\gamma_L$ , где  $\gamma_L$  — релятивистский фактор; начальная скорость электронов  $v_0 = \beta_0 c$ . Перемещаясь вдоль ондулятора, электроны приобретают поперечную скорость  $v_{\perp} = \beta_{\perp} c$ , что позволяет им взаимодействовать с оптической (т. е. поперечной) волной. После пролета ондулятора электронный пучок выводится из системы (с помощью дополнительной системы магнитов).

Проанализируем стартовые условия в сильноточном ЛСЭ-генераторе. Пусть в систему подается начальный электромагнитный сигнал с частотой  $\omega$ . Сигнал, распространяясь вдоль системы, усиливается в ондуляторе электронным пучком (при определенных условиях, см. ниже), а затем после частичного излучения и отражения на выходном и первом зеркалах возвращается к исходной точке. Стартовые условия ЛСЭ-генератора оцениваются исходя из предположения, что усиление циркулирующего сигнала начинает преобладать над его поглощением и рассеянием. Но сильноточный ЛСЭ имеет свои важные особенности.

Электронный пучок в ондуляторе является электромагнитной средой, в которой могут распространяться в обоих направлениях поперечные волны различных мод. Первоначальный сигнал распределяется между попутными по отношению к пучку волнами,

некоторые из которых могут активно взаимодействовать с электронами. Взаимодействие приобретает резонансный характер, если выполняются условия

$$\omega = kc; \quad k = k_0 \frac{\beta_{0z}}{1 - \beta_{0z}}, \quad (1)$$

где  $k$  — величина волнового вектора,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\beta_{0z} = (\beta_0^2 - \beta_{\perp}^2)^{1/2}$ .

Практически можно ограничиться рассмотрением только одной попутной наиболее усиливаемой волны и одной наименее затухающей возвращающейся волны. Пусть отношение амплитуд возвращающейся и начальной волн равно некоторой величине  $K$ . Тогда итоговый баланс усиления и поглощения начального сигнала приводит к соотношению (см. также [2])

$$R_1 R_2 \exp \left( i \int_0^{L_m} (k^+ - k^-) dz \right) = K, \quad (2)$$

где  $R_{1,2}$  — коэффициенты трансформации амплитуд волн при их отражении на первом и выходном зеркалах (учитываются и поглощение, и излучение сигнала),  $k^+$  и  $k^-$  — волновые векторы прямой и обратной волн для заданных мод и частоты. Здесь полагается также, что падающие на пучок волны практически не отражаются на его границах. Вне электронного пучка  $k^+ = k = \omega/c$ ,  $k^- = -\omega/c$ . В пределах пучка  $k^-$  практически не изменяется, а  $k^+ = k + \delta k^+$ ;  $|\delta k^+| \ll k$ .

В слаботочных ЛСЭ величина  $K \ll 1$ , что заметно затрудняет запуск генератора. Напротив, в сильноточном ЛСЭ, когда  $|\text{Im}(\delta k^+)| L_{\text{und}} \geq 1$ , может быть достигнут уровень усиления при  $K \approx 1$  с надежным запуском генераторного режима. Тогда уравнение (2) принимает вид

$$2kL_m + \delta k^+ L_{\text{und}} = 2\pi M + i \ln |R_1 R_2|, \quad (3)$$

где  $M = S - \arg(R_1 R_2)/2\pi$ ,  $S$  — целое число. Разделяя действительную и мнимую части в (3), имеем

$$\begin{aligned} 2kL_m + \text{Re}(\delta k^+) L_{\text{und}} &= 2\pi M, \\ \text{Im}(\delta k^+) L_{\text{und}} &= \ln |R_1 R_2|. \end{aligned} \quad (4)$$

Соотношения (4) записаны для заданной частоты. Первое соотношение определяет условия, когда возможно возбуждение в пучке волны заданных мод и частоты. Однако уже после первой циркуляции волны будет сказываться возбуждение собственных колебаний в оптическом резонаторе. Поэтому к рассматриваемому соотношению необходимо добавить условие возбуждения в резонаторе волн с тем же значением частоты. Сказанное приводит к дополнительному соотношению

$$2kL_m = 2\pi \left( N + \frac{n+q+1}{2} + \Delta \right), \quad (5)$$

где  $N$ ,  $n$ ,  $q$  — целые числа,  $\Delta$  — смещение моды, определяемое параметрами резонатора [3]. Второе соотношение (4) определяет стартовое условие для электронного пучка с заданным профилем и током  $I_b$ . Действительно, в линейной системе инкремент усиления волны  $\text{Im}(\delta k^+) = -AI_b^\alpha$  (см. далее) и

$$I_{b, \text{st}} = \left( \frac{\ln |R_1 R_2|^{-1}}{AL_{\text{und}}} \right)^{1/\alpha}. \quad (6)$$

Величина  $\alpha = 1/3$  и  $2/5$  для широкого и сжатого электронного пучка соответственно [1, 4]. В последнем случае

$$A = k_0 \left( \frac{4}{ka_b I_A} \right)^{2/5}, \quad (7)$$

где  $I_A = 17$  кА,  $k = k_0 \gamma_0^2$ . Соотношение (7) наглядно иллюстрирует высказанное утверждение о том, что сильнооточный режим проявляется тем заметнее, чем меньше эмиттанс электронного пучка.

Величина  $R_2 = (1 - \varepsilon)^{1/2}$ , где фактор  $\varepsilon \ll 1$  даже с учетом доли электромагнитного потока, излучаемого через выходное зеркало. При определении величины  $R_1$  необходимо учитывать эффект сильного каналирования электромагнитного излучения в объеме пучка, когда размеры поперечного сечения электромагнитного потока и пучка становятся сравнимыми.

Электромагнитный поток, отраженный от выходного зеркала, возвращается к первому зеркалу, а затем в ондулятор, испытывая дифракционное расширение. В результате доля электромагнитного потока, возвращаемого в объем электронного пучка, снижается до значения [5]

$$F = \left( \frac{a_b a_E k}{2L_d} \right)^2, \quad (8)$$

где  $a_b$  и  $a_E$  — радиусы электронного пучка и каналированного электромагнитного потока,  $L_d = 2L_m - L_{\text{und}}$ . Окончательно

$$R_1 = \frac{F^{1/2}}{N^+}, \quad (9)$$

где  $N^+$  — число попутных волн (обычно  $N^+ = 2 \div 3$  [1, 2]).

В целом коллективный режим в ЛСЭ характеризуется относительно слабой зависимостью величины стартового тока от параметров системы.

Для конкретных оценок рассмотрим пример генерации излучения в миллиметровом диапазоне, важном для различных приложений, при использовании ускорителей с энергиями до нескольких мегаэлектрон-вольт. Тогда при  $\lambda_0 = 2$  см,  $L_m = 2L_{\text{und}}$ ,  $L_{\text{und}} = 200$  см,  $a_b = 0,1$  см,  $a_E = 2 \div 3a_b$ ,  $\gamma_0 = 2 \div 3$  значение  $I_{b, \text{st}}$  достигает нескольких десятков миллиампер, что является приемлемой величиной даже для новейших ускорителей непрерывного действия.

#### Литература

1. Grishin V. K., Ishkhanov B. S., Novikova T. A., Shvedunov V. I. // Proc. Particle Accelerator Conf. Dallas, 1995. V. 1. P. 225.
2. Ерохин Н.С., Кузелев М.В., Мусеев С.С. и др. Неравно-весные процессы в плазменной радиофизике. М., 1982.
3. Zvelto O. Principles of Lasers. N.Y.
4. Богданов Ю.И. // ЖТФ. 1990. 60, №3. С. 60.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М., 1988. § 61.

Поступила в редакцию  
23.07.97